文　献

1) A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **31** (1973), 352.

2) A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **29** (1972), 1227.

3) P. W. Anderson, W. F. Brinkman, Phys. Rev. Lett. **30** (1973), 1108.

4) D. D. Osheroff, W. F. Brinkman, preprint.

5) T. J. Greytak, R. T. Johnson, D. N. Paulson, J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. **31** (1973), 452.

液体H_e^3に於けるパラマグノンとBCS State

東大物性研　黒田義浩

液体H_e^3の極低温に於ける新しい秩序相について，未解決で残されている本質的な問題の一つに，相図を統一的に説明することがある。ここ２年足らずの間になされて来た実験的，理論的研究によって，高温相（Ａ相）が，Anderson − Brinkman State[1]であろうことは，ほぼ確定している。他方，低温相（Ｂ相）に就いては，結論は未だ流動的である。ここでは，Anderson − Brinkmanの仕事を更に発展させて，Ｂ相が，Ａ相と同じ部分波からなるBalian − Werthamer State[2]である可能性があることを指摘したい。

パラマグノンによる有効相互作用は一般的に次で与えられる。

$$\Gamma(P_{1},\alpha;P_{2},\beta;P_{2}+q,\delta;P_{1}-q,\gamma)=\sum_{i,j=0}^{3}\Gamma_{ij}(q)\cdot\sigma_{\alpha\beta}^{(i)}\cdot\sigma_{\beta\delta}^{(j)},$$

$$\Gamma_{ij}=-\frac{1}{2}I\cdot\delta_{ij}+I\cdot\chi_{ik}^{(0)}(q)\cdot\Gamma_{kj}(q),$$

ここで，Ｉは，H_e^3原子間相互作用のS − wave 部分で，接触型を仮定した。又，$\sigma^{(0)}\equiv i\mathbb{I}$（$\mathbb{I}$：unitmatrix），$\sigma^{(1)}$，$\sigma^{(2)}$，$\sigma^{(3)}$は夫々，Pauli's spin matricesである。$\chi_{ik}^{(0)}(9)$は，bare spin susceptibilityで

$$\chi^{(0)}_{ik}(q) \equiv -\frac{1}{2}\sum_{p,p'} \ll a^{+}_{p+q}\,\sigma^{(i)}\,a_p\,;\ a^{+}_{p'-q}\,\sigma^{(k)}\,a_{p'} \gg^{(0)}_{i\omega_n} ,$$

で与えられる。

これらを用いると，Gap equation が書き下だせて，

$$\Delta_i(p) = \sum_q \Big\{ \Big[V(p-q) - \Gamma_{00}(p-q) + \sum_{j=1}^{3} \Gamma_{jj}(p-q) \Big] \cdot F_i(q) - 2\cdot \sum_{j=1}^{3} \Gamma_{ij}(p-q)\cdot F_j(q) \Big\},\quad (i=1,2,3)$$

となる。Vは，H^3_e 原子間相互作用から直接来る部分である。又，F 函数及び order parameter Δ_i に次のような定義を用いた。

$$F_1 \equiv \frac{1}{2}(F_{\uparrow\uparrow} - F_{\downarrow\downarrow}),\qquad \Delta_1 \equiv \frac{1}{2}(\Delta_{\uparrow\uparrow} - \Delta_{\downarrow\downarrow}),$$

$$F_2 \equiv \frac{i}{2}(F_{\uparrow\uparrow} + F_{\downarrow\downarrow}),\qquad \Delta_2 \equiv \frac{i}{2}(\Delta_{\uparrow\uparrow} + \Delta_{\downarrow\downarrow}),$$

$$F_3 \equiv -\frac{1}{2}(F_{\uparrow\downarrow} + F_{\downarrow\uparrow}),\qquad \Delta_3 \equiv \frac{1}{2}(\Delta_{\uparrow\downarrow} + \Delta_{\downarrow\uparrow}),$$

以下，Γ_{00} は，余り重要ではないので，考えないことにする。今，実際の場合として，$T_c \ll (1 - I\rho_t)\cdot T_t$ を考えると，次のようになる。

$$\Gamma_{ij}(q) \simeq \Gamma_n(q)\cdot\delta_{ij} + 2\cdot\Gamma_n^2(q)\cdot\delta\chi_{ij}(q),$$

$$\begin{cases} \Gamma_n(q) \equiv -\frac{1}{2} I\cdot\left[1 - I\cdot\chi^{(0)}_n(q)\right]^{-1}, \\ \delta\chi_{ij}(q) \equiv -\delta_{ij}\cdot(\delta GG + F^{+}F) + 2\cdot\sum F^{+}_i(p+q)\,F_j(p), \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta GG \equiv \sum_p \left[G(p+q)\,G(p) - G_n(p+q)\,G_n(p) \right], \\ F^{+}F \equiv \sum_{i=1}^{3}\sum_p F^{+}_i(p+q)\,F_i(p), \end{cases}$$

これらの表式を，Gap eq. に代入し，又，それに対応した Self-energy correctio をF函数に考慮した後，Gap eq. 全体を Δ_i で積分すれば，Free energy の，normal state からのずれの部分 (δF) を知ることが出来る。結局，それらは，大きく2つの部分 (δF_{BCS} と δF_{pm}) に分けられる。

$$\delta F_{BCS} = -\rho_f \cdot T^2 \cdot \left\{ \ell_n \frac{T_c}{T} \cdot \left< \frac{|\Delta|^2}{T^2} \right>_q - \frac{1}{2} B_0 \cdot \left< \frac{|\Delta|^4}{T^4} \right>_q + \frac{1}{3} C_0 \left< \frac{|\Delta|^6}{T^6} \right>_q \cdots \right\},$$

$$\delta F_{pm} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \sum_{q} \left[\Gamma_n(q) \cdot \delta \chi_{ij}(q) \right]^2,$$

ここで，$B_0 \simeq 0.10656$ ，$C_0 \simeq 0.007735$ ，又，$\langle A(q) \rangle_q$ は，A の q の角度に就いての平均値を表わす。後者のより具体的な表式は，$\delta F_{pm} = \delta F_1 + \delta F_2$ として，

$$\delta F_1 = -\rho_f T^2 \cdot \bar{\gamma}_T \cdot \Sigma \left\{ B_1 \cdot \left<\left< \frac{\Delta_i^* \Delta_j}{T^2} \right>_p^2 \right>_q - C_1 \cdot \left<\left< \frac{\Delta_i^* \Delta_j}{T^2} \right>_p \cdot \left< \frac{\Delta_i^* \Delta_j |\Delta|^2}{T^2} \right>_p \right>_q + \cdots \right\},$$

$$\delta F_2 = \rho_f T^2 \cdot \bar{\gamma}_T \cdot \left\{ B_2 \cdot \left<\left< \frac{|\Delta|^2}{T^2} \right>_p^2 \right>_q - C_2 \cdot \left<\left< \frac{|\Delta|^2}{T^2} \right>_p \cdot \left< \frac{|\Delta|^4}{T^4} \right>_p \right>_q + \cdots\cdots\cdots \right\},$$

$$\bar{\gamma}_T \equiv \frac{T}{T_f} \cdot \int_0^1 dx \cdot (I\rho_f)^2 \cdot \left[1 - I \cdot \chi_n^{(0)}(2k_f x) \right]^{-2},$$

ここで，$B_1 \simeq 15.2$ ，$C_1 \simeq 1.55$，$B_2 \simeq 3.8$ ，$C_2 \simeq 0.31$，又，$\langle A(\mathbf{p},\mathbf{q}) \rangle_p$ は，A の $\mathbf{p}$ ($\mathbf{p} \perp \mathbf{q}$) の角度に就いての平均値を表わす。

今，$\Delta_i(\mathbf{q}) \equiv \Delta_0 \cdot \Omega(\mathbf{q})$ (但し，$\langle |\Omega(\mathbf{q})|^2 \rangle = 1$ ）と置いて，$\frac{\delta}{\delta \Delta_0} \delta F = 0$ より，求める Free energy δF_{min} を得ることが出来る。Balian －Werthamer State ($\Delta_i(\mathbf{k}) \equiv \Delta_0 \cdot (k_i/k)$, $i = 1, 2, 3$) 及び Anderson-Brinkman State ($\Delta_3(\mathbf{k}) \equiv \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta_0 \cdot (k_1 + ik_2)/k$ ，$\Delta_1 \equiv \Delta_2 \equiv 0$) に就いての δF_{mm} の値を，夫々，δF_{min}^{BW} ，δF_{min}^{AB} とすると，

$$\delta F_{min}^{BW} - \delta F_{min}^{AB} \simeq -\rho_f T^2 \cdot \left[\ell_n (T_c/T) \right]^2$$

$$\times \left[(0.782 - 398 \cdot \bar{\gamma}_0) + 10.227 + 163 \cdot \bar{\gamma}_0) \cdot t + \cdots\cdots\cdots \right],$$

但し，$t \equiv (T_c - T)/T$ ，$\bar{\gamma}_0 \equiv \bar{\gamma}_T (T = T_c)$ で，この表式を導くに当って，$B_0 \gg B_1 \cdot \bar{\gamma}_0$ ，$C_0 \gg C_1 \bar{\gamma}_0$ を用いた。この最後の式をみれば解かるように，$\bar{\gamma}_0 \gtrsim 0.782/398$ のとき，T_c より低い温度 T で，Anderson－Brinkman State から，Balian －Werthamer State への遷移が起きることになる。実際，パラマグノン効果の圧力依存性を考慮すれば，相図の定性的な傾向も説明出来る。より詳しい定量的な解析は，目下，実行中である。

文　　献

1) P. W. Anderson and W. F. Brinkman, Phys. Rev. Letters **30** (1973), 1108.

2) R. Balian and N. R. Werthamer, Phys. Rev. **131** (1963), 1553.